05.4

ВАХ диффузионных точечных NS контактов малых размеров

© И.Н. Аскерзаде

Институт физики НАН Азербайджана, Баку
Department of Phisics, Ankara University,
06100, Tandogan, Ankara, Turkey
E-mail: solstphs@physics.ab.az; iasker@science. ankara. edu.tr

Поступило в Редакцию 2 апреля 2003 г.
В окончательной редакции 4 июня 2003 г.

Вычислена дифференциальная проводимость точечных NS контактов наноразмеров с учетом частичного разрушения сверхпроводимости в сверхпроводящем электроде собственным током и андреевского отражения на адаптивной $N'S$ границе. Получена зависимость избыточного тока, а также дифференциальной проводимости от приложенного напряжения.

Точечно-контактная спектроскопия на андреевском отражении [1] основана на трансформации квазичастиц в куперовские пары, которая происходит на расстоянии длины когерентности ξ на границе нормального металла N со сверхпроводником S [2]. В NS контактах имеет место непосредственная (нетуннельная) проводимость и такая структура считается точечной, если ее размеры r_0 намного меньше длины когерентности сверхпроводника ξ и длины свободного пробега в металле l_N, т.е. $r_0 \ll \xi$, l_N. Электронные явления переноса на границе нормального металла и сверхпроводника впервые были описаны Артеменко и др. [3], Зайцевым [4] и теорией Блондер-Тинкхам-Клапджика (БТК) [5]. Условие $r_0 \ll \xi$, l_N приводит к применению баллистического подхода, и проводимость такого перехода впервые была вычислена Шарвиным [6]. Теория диффузионных NS контактов $r_0 \leq l_N$ развита в работе [3], где впервые было показано, что $G_{NS} = G_{NN}$, в то время как для баллистических переходов отношение проводимостей внутри и за щелью $G_{NS}/G_{NN} = 2$ [5]. Микроконтактные исследования материалов с маленькой длиной свободного пробега l_N дают меньшую величину для отношения проводимостей G_{NS}/G_{NN} [7]. Из последних экспериментов типичные размеры контактов оцениваются как $r_0 = 5{-}60\,\mathrm{nm}$ [8,9].

В связи с развитием технологии получения воспроизводимых точечных переходов наноразмеров [10] становится актуальным развитие теории для материалов с малой длиной пробега l_N (диффузионный режим).

Как только радиус контакта становится сравнимым с длиной когерентности ξ, в переходах возникают неравновесные явления. Это приводит к подавлению параметра порядка: а) неравновесным распределением электронов и фононов высоких энергий, б) проникновением магнитных вихрей, порожденных собственным током через переход, с) нагревом контактного региона. Ряд интересных явлений на ВАХ Ag/Ta был обнаружен в работе [11]. Для объяснения экспериментальных результатов была предложена неравновесная теория для $NcN'S$ точечных переходов [12]. В переходах с инжекцией квазичастиц высоких энергий возникают фононы, и в результате развивается неравновесность. Радиус неравновесной области увеличивается с ростом приложенного напряжения. Однако в этой работе отсутствует явное выражение для избыточного тока. Другой вариант модели $NcN'S$ переходов на основе купратных сверхпроводников с учетом различия значений параметра порядка в области контакта и в глубине сверхпроводящего электрода развит в работе [13]. Явления нагрева области перехода при больших напряжениях обсуждались в работе [14].

В качестве модели перехода мы рассматриваем контакт двух металлических электродов, разделенных непроницаемым экраном, в котором имеется контактная область с площадью $4\pi r_0^2$ (рис. 1). Мы предполагаем, что правая часть контакта представляет собой сверхпроводник с изотропным спариванием. Вполне естественно ожидать, что при контактах наноразмеров, даже при умеренном напряжении сверхпроводимость в правом электроде будет разрушаться собственным током, который по величине превышает ток распаривания j_0. Мы предполагаем, что граница разрушения сверхпроводимости в правой части передвигается как сфера с радиусом r_1 (адаптивная $N'S$ граница) и определяется значением тока через переход I (рис. 1). Подобная модель для джозефсоновского точечного контакта была предложена в работе [15] и в литературе носит название модели „сферического растекания“. Этот вариант представляет собой предельный случай гиперболического контакта при $\Delta z \to 0$ [16].

При малых напряжениях, т. е. $V < V_c = \Delta/e$ (Δ — энергетическая щель сверхпроводника), падение напряжения в левой части равно

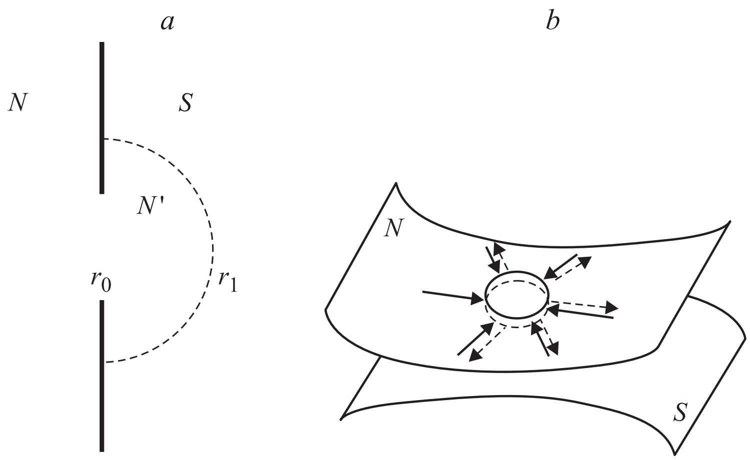

Рис. 1. *a* — схематическое изображение контакта нормальный металл–сверхпроводник (гиперболический мостик, штриховая линия показывает передвигающуюся $N'S$ границу), *b* — двумерное изображение модели „сферического растекания".

$V_1 = R_1 I$, где R_1 — сопротивление левой части, вычисление последнего приведено ниже. Когда плотность тока через переход достигает величины тока распаривания j_0 [17], полный ток равен $I_0 = 4\pi r_0^2 j_0$ и радиус адаптивной границы при токах $I > I_0$ определяется как $r = (I/4\pi j_0)^{1/2}$. Падение напряжения в правой части вычисляется по формуле $V_2 = R_2 I$, где R_2 — сопротивление правой части после частичного разрушения сверхпроводимости. Согласно закону Ома:

$$V_2 = \int\limits_{r_0}^{r_1} E dr = \frac{I\rho_2}{2\pi} \int\limits_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{r^2} = \frac{I\rho_2}{2\pi} \left(r_0^{-1} - r_1^{-1}\right), \tag{1}$$

где ρ_2 — удельное сопротивление правого электрода в нормальном состоянии. Из соответствующего выражения (1), написанного для левого электрода при $r_1 \to \infty$, имеем: $R_1 = \frac{\rho_1}{2\pi} r_0^{-1}$. Для полного напряжения

$V = V_1 + V_2$ получим следующее выражение:

$$V = R_M I - \frac{\rho_2 (4\pi j_0 I)^{1/2}}{2\pi}, \tag{2}$$

где $R_M = (\rho_1 + \rho_2)(1 + Z^2)/2\pi r_0$ — так называемое максвелловское сопротивление. Безразмерный параметр Z характеризует амплитуду δ-образного потенциала на границе двух сред. Уравнение (2) может быть переписано в виде

$$i = \frac{\rho_1 v}{\rho_1 + \rho_2} + \left(\frac{\rho_2}{\rho_1 + \rho_2}\right)^2 \left\{1 + \left(1 + 2\left(\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 + \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) v\right)^{1/2}\right\}. \tag{3}$$

Здесь введены следующие обозначения: $i = I/I_0$, $v = V/V_c R_1$, $V_c = R_1 I_0 (1 + Z^2)$. Из формулы (3) видно, что даже в случае отсутствия андреевского отражения существует конечный избыточный ток из-за разрушения сверхпроводимости в правой части. Соответственно для дифференциальной проводимости имеем:

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = \frac{di}{dv} = \frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_2}\left(1 + \frac{1}{\left(1 + 2\left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2} + \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) v\right)^{1/2}}\right). \tag{4}$$

С учетом андреевского отражения на границе $N'S$ [5] формула (4) может быть переписана следующим образом (мы полагаем, что высота барьера на границе $N'S$ равна нулю):

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = \begin{cases} 2, \ v < 1 \\ \dfrac{\rho_1}{\rho_1+\rho_2}\left(1 + \dfrac{1}{\left(1+2\left(\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}+\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)v\right)^{1/2}} + \dfrac{1-(1-v^{-2})^{1/2}}{1+(1-v^{-2})^{1/2}}\right), \ v > 1, \end{cases} \tag{5}$$

где последний член в скобке связан с андреевским отражением [5]. Как видно из формулы (5), при $v \gg 1$ андреевский член спадает как v^{-2} и поведение проводимости определяется главным образом неандреевским вкладом. Отсюда следует, что дифференциальная проводимость при $v \gg 1$ определяется отношением удельных сопротивлений $\kappa = \rho_1/\rho_2$.

В работе [5] показано, что в случае $Z = 0$ на границе $N'S$ избыточный ток определяется следующей формулой:

$$I_{exc} = \frac{1}{eR_M} \int\limits_0^\infty A(E)dE = \frac{\pi\Delta}{2eR_M},$$

где $A(E)$ — вероятность андреевского отражения. Для избыточного тока в общем случае имеем:

$$I_{exc} = \frac{\pi\Delta}{2eR_M} + I_0 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1 + \rho_2}\right)^2 \left\{1 + \left(1 + 2\left(\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 + \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) v\right)^{1/2}\right\}. \quad (6)$$

Вольт-амперная характеристика для различных значений высоты барьера Z при $\kappa \approx 1$ представлена на рис. 2. Из этого рисунка видно, что для туннельных переходов с $Z = 50$ зависимость тока от напряжения быстро выходит на омическую, в то время как в контактах с непосредственной проводимостью (при малых Z) имеем линейную зависимость вида $I(V) = G_{NN}V + I_{exc}(V)$. С увеличением высоты барьера избыточный ток уменьшается и в случае туннельного контакта равен нулю. Причиной последнего является андреевское отражение в переходах с непосредственной проводимостью, что отсутствует в туннельных контактах. Экспериментальные работы по наблюдению отсутствия избыточного тока в туннельных NS и SNS контактах можно найти в [10] и в монографии [18].

В принципе, проблема проводимости контакта двух разных металлов с разными массами и длинами свободного пробега носителей, а также других физических свойств еще не рассмотрена. Вообще говоря, проводимость микроконтакта двух разных металлов должна быть рассмотрена с помощью схемы Ландауера или же в рамках больцмановского приближения [19]. Попытка вычисления избыточного тока в периодической системе NS границ была сделана в работе [20]. Такая теория находится в согласии с экспериментальной работой [21]. Однако вопрос влияния проводимости металлов на вольт-амперную характеристику, а также на дифференциальную проводимость остается открытым. С этой точки зрения исследование небаллистического NS перехода с разными электродами является интересным. И здесь мы

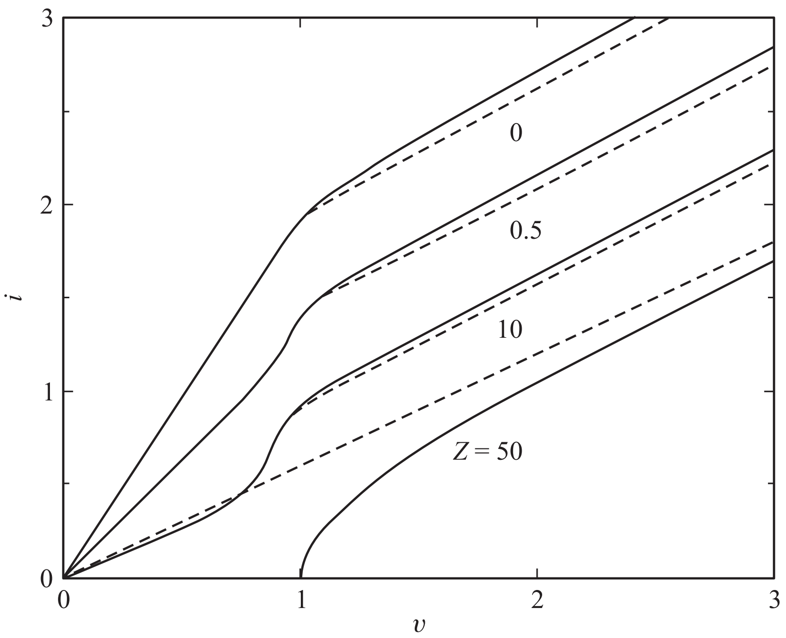

Рис. 2. Вольт-амперная характеристика точечных NS контактов для разных значений высоты барьера Z при $\kappa \approx 1$ и при нулевой температуре (штриховые линии соответствуют вычислениям в рамках теории Блондера–Тинкхмана–Клапджика, нижняя штриховая линия соответствует контакту NN').

развили феноменологическую теорию, в которой различие двух металлов характеризуется параметром κ. Этот параметр сильно влияет на неандреевский избыточный ток. В предельном случае $\kappa \to \infty$ остается только андреевский избыточный ток, в то время как при $\kappa \to 0$ неандреевский избыточный ток (в единицах I_0) является постоянным и приблизительно равен 1. При $\kappa \to 1$ избыточный ток увеличивается в два раза только при очень больших напряжениях порядка $v \approx 14$. Как видно из формулы (5), в случае $\kappa \to \infty$ отношение проводимостей внутри и за щелью равно 2, как и предсказано теорией БТК [5]. При $\kappa \approx 1$ это отношение становится меньше двух. Дальнейшее уменьшение параметра κ приводит к возрастанию отношения проводимостей внутри и за щелью небаллистического NS перехода.

Таким образом, в этой работе вычислена вольт-амперная характеристика NS переходов малых размеров. Показано, что избыточный ток состоит из двух вкладов: андреевского вклада от адаптивной $N'S$ границы и неандреевского, связанного с разрушением сверхпроводимости собственным током в сверхпроводящем электроде. Получена обобщенная формула для избыточного тока и дифференциальной проводимости в зависимости от приложенного напряжения. Показано, что отношение проводимостей G_{NS}/G_{NN} внутри и за щелью определяется параметром κ, может быть как равно 2 (согласие с теорией БТК), так и меньше 2.

Автор выражает благодарность профессору И.О. Кулику за стимулирующее обсуждение.

Список литературы

[1] *Янсон И.К.* // ФНТ. 1983. Т. 9. № 6. С. 343–360.
[2] *Андреев А.Ф.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 6. С. 1823–1827.
[3] *Artemenko S.N., Volkov A.F., Zaitsev A.V.* // Solid State Communications. 1979. V. 30. P. 771–773.
[4] *Зайцев А.В.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 1. С. 221–233.
[5] *Blonder G.E., Tinkham M., Klapwjik T.M.* // Physical Review. 1982. V. B25. N 7. P. 4515–4532.
[6] *Шарвин Ю.В.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 984–989.
[7] *Янсон И.К.* // ФНТ. 1983. Т. 9. № 6. С. 676–684.
[8] *Rybaltchenko L.F., Jansen A.G.M., Wider P., Tjutrina L.V., Canfield P.C., Tomy C.V., Paul D.Mc.K.* // Physica C. 1999. V. 319. P. 189–196.
[9] *Laube F., Goll G., v. Lohneyesen H., Lichtenberg* // J. Low Temp. Phys. 1999. V. 117. P. 1575–1580.
[10] *Yanson I.K.* // Quantum Mesoscopic phenomena and mesoscopic devices in microelectronics. 2000. Kluwer Academic Publishers. Ed. I.O. Kulik and R. Ellialtioglu. P. 61–77.
[11] *Hahn A.* // Physical Review B. 1995. V. 31. P. 2831–2845.
[12] *Hahn A., Humpfner K.* // Physical Review B. 1995. V. 51. N 6. P. 3660–3679.
[13] *Belogolovski M., Grajcar M., Kus P., Plecenik A., Benachka, Seidel P.* // Physical Review. B. 1999. V. 59. N 14. P. 9617–9626.
[14] *Хлус В.А., Омелянчук А.Н.* // ФНТ. 1983. Т. 9. № 4. С. 373–384.

[15] *Кулик И.О., Омелянчук А.Н.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 2137–2148.
[16] *Bogachek E.N., Sherbakov A.G., Landman U.* // Physical Review. B56. 1997. N 23. P. 14 917–14 920.
[17] *Абрикосов А.А.* // Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
[18] *Лихарев К.К.* // Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.
[19] *Kulik I.O., in* Quantum Mesoscopic phenomena and mesoscopic devices in microelectronics, 2000, Kluwer Academic Publishers, Ed. I.O. Kulik and R. Ellialtioglu. P. 3–22.
[20] *S.N. Artemenko, Volkov A.F., Sergeev A.V.* // Journal of Low Temperature Physics, V. 44. 1981. P. 405–415.
[21] *Бевза Ю.Г., Лукашенко А.В.* // ФНТ. 1983. Т. 9. С. 368–372.